



## 小特集 球状トカマク研究の進展 —核融合エネルギー開発に向けて—

# 2. 最近の研究成果と研究動向

## 2.6 核融合炉に向けての球状トカマク研究

長山 好夫

核融合科学研究所

(原稿受付：2012年11月5日)

ITERと核融合発電炉の間には「コスト」、「中性子」、「定常」などの技術課題が山積している。VECTOR炉やSlimCS炉の概念設計はこれらの課題を克服する方向性が「低アスペクト比」にあることを示した。球状トカマク(ST)には核融合発電炉のベースとして期待が持たれている。しかし、米国ではST炉は常伝導炉であり、中性子照射試験炉CTFがゴールとなっている。超伝導ST発電炉の概念設計は日本と韓国で独立に行われており、それぞれ独自の炉概念を持って設計が行われている。本節では炉設計を通して発電炉実現に寄与する研究の方向性を議論する。

### Keywords:

ST, fusion, power, reactor, DEMO, VECTOR, SlimCS, AriesST, JUST

### 2.6.1 はじめに

過去25年間日米欧の三大トカマク実験に主導されてプラズマ閉じ込めは劇的に進化した。1986年TFTRにおいてスーパーショットが発見され、イオン温度は45 keVに達した。さらに1994年TFTRにおいて内部輸送障壁(ITB)が発見され、1996年にJT-60UではITBとHモードを併用して科学的ブレイクイーブンが達成された。しかも、ブートストラップ電流が全プラズマ電流の80%にも達したのである。ついに核融合発電がみえてきた。ITERが成功すれば次はDEMO炉での発電である。しかし、核融合炉実現に必要なのはプラズマ閉じ込めだけではなく、他の課題克服も必要である。大型トカマク建設時(1978~1987年)に活動が行われたINTOR(INTERNATIONAL TOKAMAK REACTOR)計画では、コスト、中性子による壁損傷、ダイバータ壁の熱負荷等の閉じ込め以外の困難さが指摘された。これらは今でも発電炉実現を阻む大問題である。INTORメンバーだったM. Pengは1985年高ベータによるコスト低減をめざして球状トカマク(ST)を提案した。

中性子による壁損傷は核融合研究の生死に関わる大問題である。米国は1997年にTFTRをシャットダウンし、1998年にはITERからも撤退した。核融合研究者が「すぐにも核融合エネルギーが実現する」と言ってきたのになかなか実現せず信頼を失ったこともあるが、主な理由は14 MeV中性子が引き起こす問題である。「クリーンと言われる核融合だが巨大な装置が中性子により放射化する、超伝導コイルの筐体の中で中性子損傷を受けたプラズマ対抗壁の交換は困難である」として実用にはならないと思われたのである。筆者は1996年にPPPLを訪問したとき、当時の

TFTR物理部長K. McGuireが、「中性子が出ない核融合とはあんまりだ」と嘆き、TFTRシャットダウン後に数人の部下を引き連れてスピニアウトしたことを覚えている。米国はITERには2003年に復帰したが、2012年になっても核融合研究は科学研究としての位置づけで予算は低いままである。そのためITER予算が増えるたびに実験装置のシャットダウンが起こりうる。誰もが納得できる中性子対策は核融合研究の正当性を主張する意味で、現在も重要である。

中性子照射により損傷したブランケット壁の交換は容易ではない。しばしば1 m角のブランケットモジュールを遠隔操作ロボットによりトカマク容器内で交換するというシナリオを目にするが、これは以下のような難点がある：(1)ポートからロボット部品を入れてトカマク容器内で組み立てる段階が既に“Ship in a bottle”[1]である；(2)高放射線下の作業ではロボットの半導体やカメラなどがダメージを受ける；(3)ブランケットの冷却配管の接続はパイプ内を動くヘビ型ロボットで溶接を行うことになっているが、接続箇所が非常に多い。原子炉事故の多くが冷却配管で発生していることから、厳重な検査も必要である。交換時間とコストが膨大になることは誰でも想像でき、まったく説得力がない。

中性子以上に厄介な問題は定常運転であり、その中の難関はダイバータ壁の熱負荷である。例えば主半径6.5 m、熱出力3 GW(電気出力1 GW、アルファ加熱0.6 GW)の炉を考えよう。アルファ加熱は放射損失とダイバータへの熱流束になる。半分が放射損失されてもダイバータレグには0.3 GWの熱がくる。レグの厚さは1 cmだが、仮に10 cm磁力

線シングし、さらにダイバータ壁をダイバータレグに対して15度傾けて実効的熱接触長を40 cmにしたとしても、シングルヌルダイバータの周長が $2\pi R=40$  m、レグの数が2本なので、壁での受熱面積は $0.4 \times 40 \times 2 = 32$  m<sup>2</sup>となり、ダイバータ壁の熱負荷は10 MW/m<sup>2</sup>となる。これは火力発電所のボイラー炉管壁の熱負荷の10倍以上である。INTORでは炭素材での受熱を考えたが昇華による損耗が激しすぎて受熱不可能とされた。ITERではタンゲステン壁での受熱を考えているが、発電炉において長期使用に耐えられるかどうかはわからない。ELMによりパルス的な高熱負荷も発生するのでさらに困難である。

核融合炉を実現するには少なくとも上記の課題をクリアすることが必要である。INTORのメンバーでもあった西尾敏は炉設計の専門家として以下のように主張していた。

「材料の進歩は遅いのでそれに頼ってはいけない。現在の技術、あるいは近い将来実現する技術で、机上の設計といえども自己矛盾のない核融合炉を設計すべきである。他方、アカデミズムの名目で核融合炉設計には不要な理論・実験研究も多い一方で、必要な研究がかなり欠けている。核融合発電を実現するには、情熱を持ち、知恵を絞って現在の技術でできる範囲を見通し、必要な知識やデータを得る努力をしなければならない。」[2]

西尾は、低アスペクト比トカマクにコストと中性子問題を解決する方向性を見だし、VECTOR炉設計[3,4]で解を示した。日本のST発電炉設計研究の源流はVECTOR炉である。

本節では、はじめに炉設計の基本モデルを紹介する。これは次に示すST炉設計において、どこに主張があるかを明確にするためである。次にSTではないが中性子対策を明確したVECTORとSlimCSを紹介する。それから米国の常伝導ST炉設計および日本の超伝導ST炉設計を紹介する。最後に核融合炉を実現するための研究の方向性を議論する。

## 2.6.2 炉設計モデル

核融合炉設計では、必要な性能を得るための装置規模や磁場強度を概算するために、ポイントモデル（0次元輸送方程式）を用いることが多い[5]。このモデルでは、熱についてはエネルギーバランス方程式：

$$\frac{dW}{dt} = P_{\text{heat}} - \frac{W}{\tau_E} \quad (1)$$

粒子については粒子バランス方程式：

$$\frac{dn_k}{dt} = u_k - \frac{n_k}{\tau_k} + \frac{1}{V} \left( \sum_{i+j \rightarrow k} N_{ij} - \sum_j N_{jk} \right) \quad (2)$$

に従うとする。電子密度 ( $n_e$ ) については、電子の電荷とイオンの電荷が等しいことを用いる。エネルギーバランス方程式(1)の意味は、プラズマ内部エネルギー ( $W$ ) の増加分は加熱パワー ( $P_{\text{heat}}$ ) であり、減少分は閉じ込め時間 ( $\tau_E$ ) で減少する分である。粒子バランス方程式(2)の意味は、粒子数密度 ( $n_k$ ) の増加分は外部から供給する単位時

間あたりの粒子数密度 ( $u_k$ ) と粒子 ( $i, j$ ) の核融合反応で粒子 ( $k$ ) となる粒子数 ( $N_{ij}$ ) であり、減少分は粒子閉じ込め時間 ( $\tau_k$ ) で減少する分と核融合反応で失う分である。なお、 $n_j$ ,  $n_k$  : 核種  $j$ ,  $k$  のイオン密度 ( $j, k = \text{H, T, D, } ^3\text{He, C}$ ),  $Z_j$  : 核種  $j$  の電荷であり、電子の電荷とイオンの電荷の総和と同じである。

プラズマ内部エネルギー ( $W$ ) は

$$W(t) = \int_V \frac{3}{2} \left\{ n_e(r) T_e(r) + \sum_j n_j(r) T_j(r) \right\} dV \quad (3)$$

加熱パワー ( $P_{\text{heat}}$ ) は外部加熱 ( $P_{\text{ext}}$ ) とアルファ加熱パワー ( $P_\alpha$ ) から、制動輻射損失 ( $P_{\text{Brems}}$ ) とシンクロトロン輻射損失 ( $P_{\text{syn}}$ ) を除いたものであり、

$$P_{\text{heat}} = P_{\text{ext}} + P_\alpha - P_{\text{Brems}} - P_{\text{syn}} \quad (4)$$

核融合反応によるアルファ加熱パワーは

$$P_\alpha = \sum_j E_{jk} \int_V \delta_{jk} \langle \sigma v \rangle_{jk} n_j n_k dV \quad (5)$$

ただし  $\langle \sigma v \rangle_{jk}$  は2つの核種 ( $j, k$ ) 間の核融合反応率、 $E_{jk}$  は発生原子核に与えられるエネルギー、関数  $\delta_{jk}$  は  $j = k = \text{D}$  では  $\delta_{jk} = 0.5$ 、それ以外は1である。

エネルギー閉じ込め時間  $\tau_E$  はITERスケールリング (IPB 98(y,2)則) の  $\gamma_{\text{HH}}$  倍とする。

$$\tau_E = \gamma_{\text{HH}} \cdot 0.023 R^{2.03} A^{-0.19} \kappa^{0.92} B_t^{0.2} I_p^{0.9} \times \langle n_e \rangle^{0.4} M^{0.2} P_{\text{heat}}^{-0.67} \quad (6)$$

ブートストラップ電流密度 ( $j_b$ ) は高アスペクト比近似

$$j_b = \frac{p_e}{B_p \sqrt{A}} \left\{ -2.44 \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dr} - \frac{0.69}{T_e} \frac{dT_e}{dr} + \frac{0.42}{T_e} \frac{dT_i}{dr} \right\} \quad (7)$$

を用いると計算は楽である。粒子閉じ込め時間 ( $\tau_k$ ) や、不純物濃度、プラズマ電流におけるブートストラップ電流の割合 ( $f_{\text{BS}}$ )、電子温度とイオン温度は等しいとしても温度や密度の空間分布も与えなくてはならない。例えばJUST炉設計では(a)  $\tau_k = 4\tau_E$ 、(b) 不純物は炭素濃度3%で代表し、(c)  $f_{\text{BS}} = 1$ 、(d) 電子温度および電子密度の空間分布はボックス型ITB、のように仮定している。

初期条件および燃料供給 ( $u_k$ ) を与えることで、前記のポイントモデル方程式を解く。ただし得られた温度や密度について限界がある。平均電子密度の上限を与える経験則はGreenwald Limit ( $n_{\text{GW}}$ )

$$n_{\text{GW}} = \frac{I_p}{\pi a^2} \quad (8)$$

である。これ以上の高密度プラズマも報告されており、Greenwald Limitからの倍率 ( $f_{\text{GW}}$ ) について、 $f_{\text{GW}} = 1.5$  は可能と思われる。プラズマの理論的ベータ限界 ( $\beta_{\text{lim}}$ ) はTroyon 則

$$\beta_{\text{lim}} = \beta_N \frac{I_p}{aB_t} = \beta_N \frac{5(1+\kappa^2)}{2q_a A} \quad (9)$$

で与えられる。ここで、 $\kappa$ は楕円度、 $q_a$ はプラズマの端での安全係数、 $A$ はアスペクト比、 $\beta_N$ は規格化 $\beta$ である。ディスラプションを避けるには、 $q_a > 5$ 、とするのが望ましい。米国General Atomics社では $f_{\text{BS}} = 0.99$ の平衡配位についてMHD安定性を調べ、 $\beta_N$ の理論的上限の近似式を

$$\beta_N = \beta_{N0} (c_0 + c_1 \kappa + c_2 \kappa^2 + c_3 \kappa^3) \times \coth \left( \frac{d_0 + d_1 \kappa}{A^m} \right) \frac{1}{A^n} \quad (10)$$

とまとめている[6]。ここで、 $\beta_{N0} = 10$ は定数、各フィッティングパラメータは、 $c_0 = -0.7748$ ,  $c_1 = 1.2869$ ,  $c_2 = -0.2921$ ,  $c_3 = 0.0197$ ,  $d_0 = 1.8524$ ,  $d_1 = 0.2319$ ,  $m = 0.6163$ ,  $n = 0.5523$ である。この近似式は、 $1.2 < A < 7.0$ ,  $1.5 < \kappa < 6.0$ 、で成り立つ。三角度( $\delta$ )については、 $\delta = 0.3 \sim 0.4$ 、で最高の $\beta$ が得られる。たとえば、 $A = 1.8$ ,  $\kappa = 2.3$ なら安定な上限値は、 $\beta_N = 6.8$ となる。楕円度( $\kappa$ )の上限についての近似式は

$$\kappa = 1 + \frac{3}{A} \quad (11)$$

壁の中性子負荷は重要なチェック項目であるが、最大値を取る赤道上での中性子束は、アスペクト比によらずトーラスの内側と外側もほぼ同じであり、円柱近似

$$S_{n0} = \frac{P_n}{4\pi^2 (R+a)a} \quad (12)$$

程度である[5]。

装置設計には上記で求めたプラズマを閉じ込めるための平衡配位を計算する。平衡配位の安定性は磁場勾配( $n_{\text{index}}$ )

$$n_{\text{index}} = -\frac{R}{B_v} \frac{dB_v}{dR} \quad (13)$$

から推定できる。円形プラズマでは、 $n_{\text{index}}$ が1.5以下で水平位置が安定、0以上で垂直位置が安定である。楕円度を上げるには、 $n_{\text{index}}$ は負値を取らなければならないが、フィードバック制御することで安定化できる。しかし、 $n_{\text{index}}$ が限界値を越える負値をとるとフィードバック制御でも安定化できない。STでは、 $n_{\text{index}}$ が小さな負値でも楕円度は高い。

TFコイルの磁界リップルはアルファ粒子の損失を招くので減らさなければならない。谷[7]によると第一壁でのアルファ粒子による熱流束を1 MW/m<sup>2</sup>以下にすることが必要であり、そのためには低アスペクト比トカマクについては、TFコイルの数によらず、プラズマ境界でのトロイダル磁界のリップル率を2%以下にすることが必要である。トロイダル磁界はTFコイルによって生成される。超伝導コイルには、発生磁場の限界( $B_{\text{lim}}$ )と電流密度限界( $j_{\text{lim}}$ )がある。JT-60SAのTFコイルに使用される合金系で加工し

やすく安価なNbTiでは、電流密度は500 A/mm<sup>2</sup>の時、臨界磁場は $B_{\text{lim}} = 9$  Tである。ITERのTFコイルに使用される化合物系のNb<sub>3</sub>Snでは $B_{\text{lim}} = 14$  Tである。実際の超伝導コイルではほとんどが安定化材や荷重支持材であり、超伝導体の部分は5%である。したがって、超伝導コイルの電流密度は25 A/mm<sup>2</sup>程度である。STではアスペクト比を下げるにつれてTFコイルの断面積は小さくなるので電流が下がり、さらにコイル表面の磁場にも上限があるので、プラズマ中心でのトロイダル磁場は下がる。

ブランケットにはトリチウム増殖、放射線シールド、および発電用エネルギー取得の役割がある。ブランケット中の核反応は



核燃焼プラズマから発生する14 MeV中性子はベリリウムと反応して中性子を増倍させ、増倍された中性子がリチウムと反応してトリチウムを生成する。ブランケットで発生した熱は伝熱流体により熱交換器に運ばれ、熱交換器内で水蒸気を発生させ、蒸気タービンにより発電機を駆動する。リチウムからトリチウムが生成されるときヘリウムとトリチウムに運動エネルギーが与えられる。すなわち14 MeV中性子の運動エネルギーによりベリリウム、リチウム、ヘリウム、トリチウムが発熱するのでこれらを冷却する。熱は冷却管壁の外側から内面に熱伝導で伝わり、内面から伝熱流体にも熱伝導で伝わる。熱移動量( $Q$ )はニュートンの冷却法則

$$Q = \frac{k_w A_w (T_{\text{in}} - T_{\text{out}})}{t_w} \quad (16)$$

で与えられる。ただし、 $A_w$ [m<sup>2</sup>]は壁面積、 $k_w$ [W/(m K)]は壁の熱伝導率、 $t_w$ [m]は壁厚、 $T_{\text{in}}$ [K]は内壁温度、 $T_{\text{out}}$ [K]は外壁温度である。熱移動は何度も繰り返すので、温度差は結構大きく、熱交換器温度が350℃としても、ブランケット温度は200℃高温の550℃程度となる[5]。これはブランケット材料として想定されている低放射化クロム鋼F82Hの耐熱限界である。

中性子照射によりブランケット内壁は劣化する。14 MeV中性子がF82Hのようなブランケット材を照射する場合、熱流束に換算して10[MW年/m<sup>2</sup>]で寿命となるとされている。仮に、熱流束換算で5[MW/m<sup>2</sup>]の中性子束が来る場合は2年で交換が必要となる。しかし、5[MW/m<sup>2</sup>]の熱流束は非常に大きく、高効率伝熱流体での冷却が必要である。

### 2.6.3 VECTOR と SlimCS

西尾らが設計したVECTOR[3]を図1に示す。臨界磁場の高いビスマス系の高温超伝導体を用いて超伝導コイルの最大磁場を19 T、トロイダル磁場 $B_t = 4.3$  T、 $f_{\text{GW}} = 1$ 、 $\gamma_{\text{HH}} = 1.2$ 、 $\beta_N = 5.5$ 、 $f_{\text{BS}} = 0.85$ としている。その結果、主半径 $R = 3.2$  m、副半径 $a = 1.4$  m、アスペクト比 $A = 2.3$ 、楕円度 $\kappa = 2.35$ 、プラズマ電流 $I_p = 14$  MA、熱出力 $P_{\text{fus}} =$



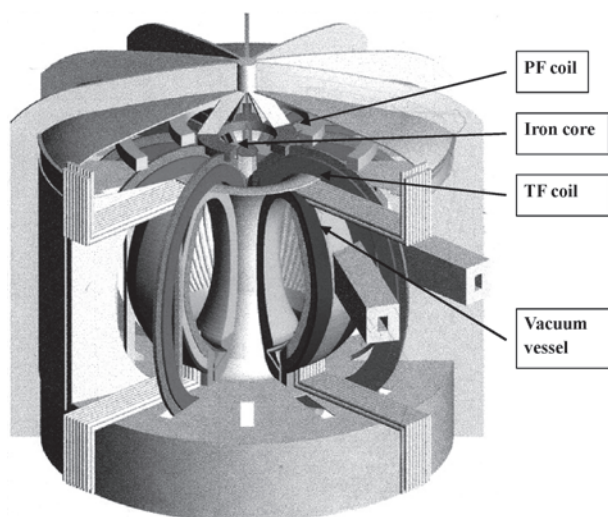


図1 VECTOR 炉の概念図 (西尾, 2006[2]).

2.5 GW, 炉本体重量 8,800 ton となっている。

コスト計算は厄介だが、原子炉の価格と重量には比例関係があることから、重量を下げることで低コスト化が図れるとした。そこで、「炉本体重量÷核融合出力」を最小化する拘束条件を課して最適化した。図2に核融合装置の蓄積エネルギーと超伝導マグネット重量の経験則を示す。蓄積エネルギーが高いと、超伝導コイル本体重量もさることながら、支持構造物の重量が増加する。コイル重量の経験則は

$$M = \frac{Q\rho E}{\sigma} \quad (17)$$

で与えられる。ここで、 $M$  は構造物重量、 $\rho$  は構造物密度、 $E$  は蓄積エネルギー、 $Q$  は形状係数 (1~3)、 $\sigma$  は許容応力である。VECTORでは磁場の蓄積エネルギー 10 GJ でコイル重量 2,000 ton である。

図3にアスペクト比と重量の関係を示す。炉本体は中性子壁負荷とベータ値が高いほど軽量化する。中性子壁負荷を大きくするには、コンパクトな高温高密度プラズマを生成することになる。アスペクト比が高い従来型トカマクではベータ値が低いために、磁場を上げなければならない。また、高磁場を支えるための支持構造物の体積が増え、プラズマ体積が減る。結局、磁場の蓄積エネルギーが増え、マグネット重量が増える。アスペクト比が低ければ、ベータ値が高いので、磁場が下げられ、マグネット重量が減る。図3に示すように、アスペクト比が4ならばマグネット重量は 15,000 ton を越えるが、アスペクト比が2ならば 2,000 ton となる。中性子壁負荷が同じならば、同じ核融合出力を出すためのプラズマ体積はアスペクト比にあまりよらずほぼ同じである。中性子壁負荷が5 MW/m<sup>2</sup>ならば、真空容器やブランケット自体の重量はおおよそ 3,500 ton となる。しかし、アスペクト比を下げるすぎると磁場が低くなりすぎて、同じ核融合出力を出すためには大きなプラズマが必要になる。結果的に、マグネット重量もあまり減らず、ブランケット重量は増加する。VECTORの場合、最適なア

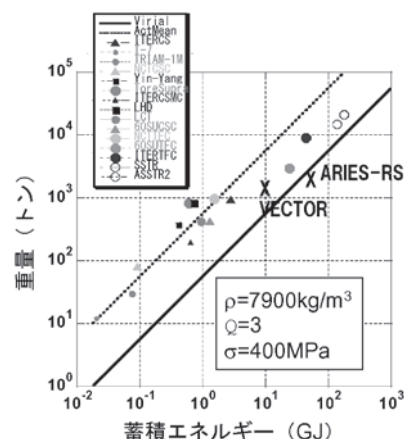


図2 核融合装置の磁場の蓄積エネルギーと超伝導マグネット重量の経験則 (西尾, 2006)。

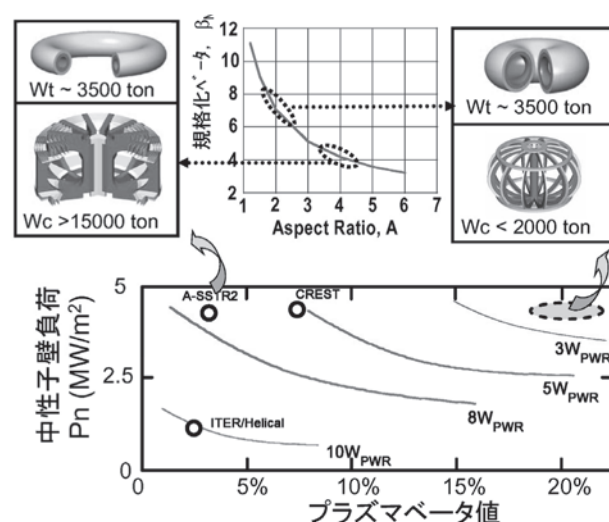


図3 アスペクト比と本体重量の関係。等高線は加圧水型原子炉 (PWR) を単位とした炉本体重量である (西尾, 2006)。

スペクト比は  $A = 2.3$  となった[4]。

VECTORではトロイダル磁場を上げるために、OH ソレノイドなしとした。OH ソレノイドはプラズマ立ち上げ時にしか用いないので、定常運転時には無用の長物というわけである。OH ソレノイドのスペースは貴重であり、取り除くことでトロイダル磁場をかなり高くできる。OH ソレノイドなしでプラズマ立ち上げが可能かどうかを TSC コード[8]で検証し、可能としている。センタースタックの超伝導コイルを中性子から防護するためには 100 keV 以上の高速中性子束が  $1.4 \times 10^{14}$  n/m<sup>2</sup> 以下であることを要求する[9]。しかし、貴重なセンタースタックのスペースを取るためにはこのシールドも薄いことが要求される。図4にVECTORのブランケットの概念を示す。VECTORの内側ブランケットは、20 cm 厚の LiPb と Be によるトリチウム増殖部と、60 cm 厚の F82H と VH<sub>2</sub> の多層構造とした。トリチウム増殖は主に外側ブランケットで行い、中性子増倍材として Be を用い、トリチウム増殖材は LiPb とした。内側および外側ブランケットの両方でトリチウム増殖を行うことで、トリチウム増殖率 TBR = 1.09 を得ている[9]。

VECTOR 炉は高温超伝導体コイルや OH ソレノイドな

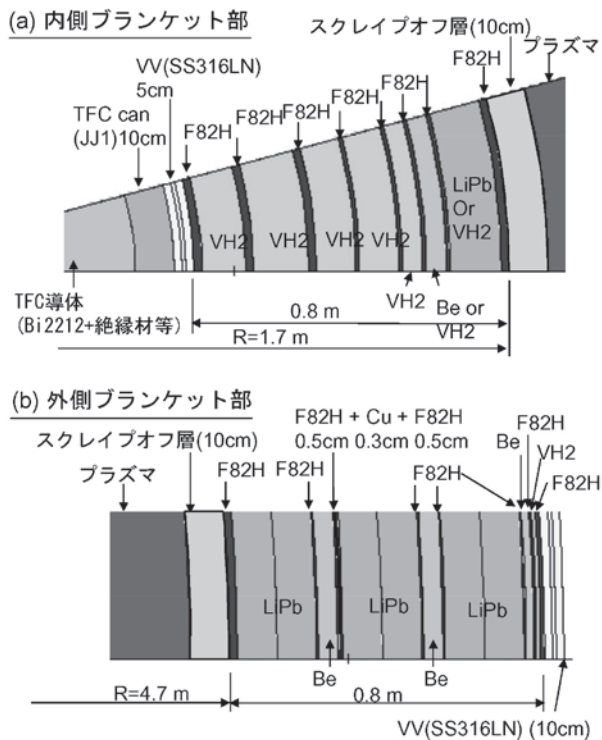


図4 VECTORのブランケット (西谷, 2006) [9].

しなど、ITER直後に建設するDEMO炉としては不確定な要素が多い。そこで飛田、西尾らが現在の技術で建設できるDEMO炉として立案したのがSlimCS[10-12]である。図5にSlimCSの概念図を示す。細いOHソレノイド(センターソレノイド)がトラス軸上に設けられているのが特長であり、SlimCSの名前の由来である。センターソレノイドの半径( $R_{CS}$ )が大きくなるにつれて、最小重量となるアスペクト比は大きく、炉本体重量( $W_{reactor}$ )も増える。熱出力3GWの核融合炉について、センターソレノイドなしでは $W_{reactor}=20,000$  tonであるのに対し、 $R_{CS}=0.7$  mでは $W_{reactor}=24,000$  tonと大きく変わらないことから、 $R_{CS}=0.7$  mを選択した。これによりプラズマ電流3.8 MAをOHソレノイドで立ち上げできる。超伝導体としてNb<sub>3</sub>Alを用い、TFコイルの最大磁場は、 $B_{coil}=16.4$  Tである。 $\gamma_{HH}=1.3$ ,  $\beta_N=4.3$ ,  $f_{BS}=0.7$ ,  $f_{GW}=1.1$ , を仮定し、主要諸元は、主半径 $R=5.5$  m, 副半径 $a=2.1$  m, アスペクト比 $A=2.6$ , 楕円度 $\kappa=2$ , プラズマ体積 $V_{plasma}=941$  m<sup>3</sup>, トロイダル磁場 $B_t=6$  T, プラズマ電流 $I_p=16.7$  MA, 熱出力 $P_{fus}=3$  GW, 壁での中性子束 $W_L=3$  MW/m<sup>2</sup>であり、プラズマ性能は、 $T_e=17$  keV,  $n_e=1.15 \times 10^{20}$  m<sup>-3</sup>, となっている。

ブランケットは固体トリチウム増倍材を用いる。図6にSlimCSでのトリチウム増殖ブランケットの概念図と核熱解析の一例を示す。トリチウム増殖材のLi<sub>4</sub>SiO<sub>4</sub>はセラミック小球(ペブル)であり、ヘリウム循環でトリチウム回収を図る。また、ペブル充填層はPWRと同じ圧力の加圧水で冷却する。冷却水で水蒸気を発生させタービン発電機を駆動する。中性子増倍材のBeは厚板とし、プラズマ側へ戻る中性子を利用するためにトリチウム増殖層で挟んでいる。

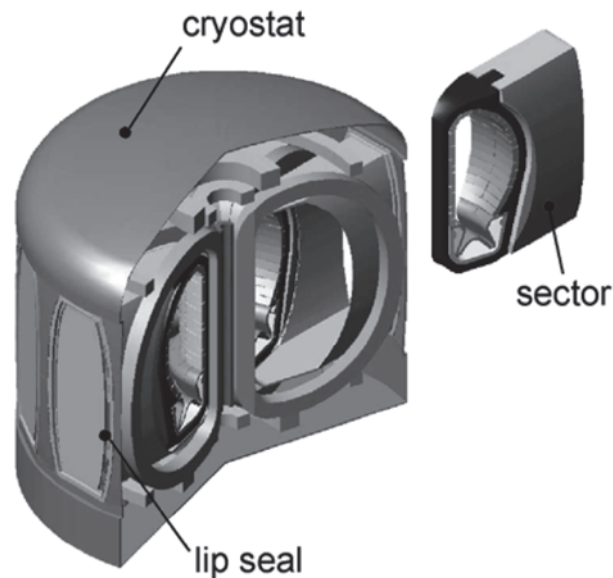


図5 ブランケットのセクター水平引き抜きを採用したSlimCSの概念図[11].

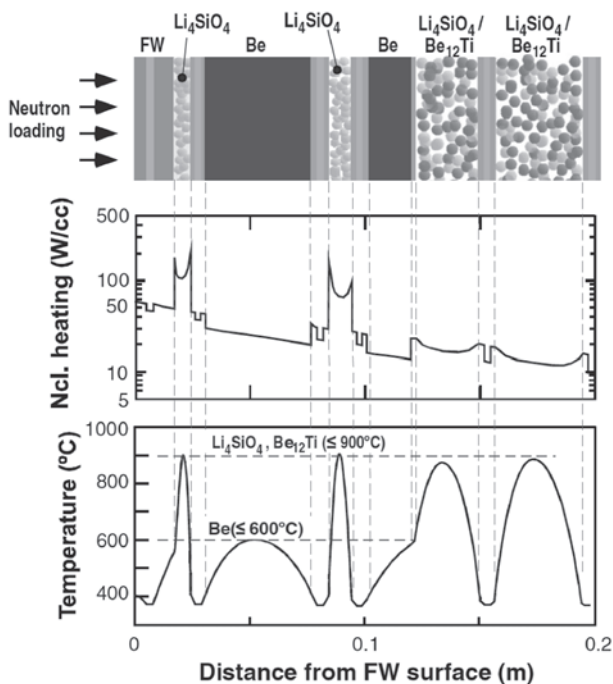


図6 SlimCSでのトリチウム増殖ブランケットの概念図と核熱連成解析の一例[11].

高 $\beta_N$ を得るためにはキンクモードなどのMHD不安定性を押さえ込まなければならない。そこでブランケットに導体壁を設置する。プラズマに近い方が高 $\beta_N$ を得ることができるが、中性子の損失を招き必要なTBRを得ることができない。そこで、ブランケットの中間位置、 $r_{wall}/a=1.3$ , 近傍に導体壁を設置する。

SlimCSやVECTORでは中性子損傷を受けた第一壁やブランケットを交換するために、ブランケットカセットを用いたセクター交換方式[1, 4]を用いる。低アスペクト比トカマクではTFコイル間隔が広く、ブランケットカセットを抜き差しするスペースがある。ブランケットカセットの

数は TF コイルの数と少なく、冷却配管の継ぎ目は外に出ているために確実な接続が可能である。VECTOR や初期の SlimCS 設計[10]では交換上邪魔な外側 PF コイルは別のクライオスタットに入っており、上下に移動する。しかし、後期の SlimCS 設計[11, 12]では固定式となっている。ブランケットカセット重量は水を抜いても 730 ton である。ブランケットカセットを移動するときは油圧ジャッキで車軸径 100 mm、車輪外径 350 mm の台車に乗せて移動し、所定の場所に固定するときはキー構造でクライオスタットと固定する。固定後台車を引き抜く。図 7 に台車の概念図を示す。使用済みのブランケットカセットはキャスクに格納され、ホットセルに搬送される。交換時にはキャスクをクライオスタットに接続した後、ブランケット交換ポートのフランジを切断し、台車を挿入し、ブランケットカセットを台車に乗せてキャスクに格納する。キャスク扉を閉めて搬送する。ブランケットカセットを全部抜いた後、新品のブランケットカセットをトカマク内に取り付ける。最後にポートフランジをリップ溶接で真空を封じる。交換日数は全 17 日間と見積もっており、きわめて短い。したがって、ブランケットやダイバータに故障が発生しても、容易に交換できる。これは非常に説得力のある中性子対策である。

電流駆動方式としては ECCD を想定し、駆動パワーを 60–100 MW とする。上記のブランケット交換では ECCD のみを想定し、NBI を想定していない。NBCD の場合は、接続ポートが中性子シールドのために非常に細くなってしまうこと、ブランケット交換時にビームラインを移動しなければならないこと、そしてイオン源が中性子の直射を受けるので保守が難しいことなど多くの困難がある。その点、ECCD ではジャイロトロンは中性子の届かない別室に置かれ、入射システムはブランケットカセットに一体として取り付けられるので、NBCD が直面する困難さが避けられる。しかし、大型トカマクでの ECCD の実績が乏しく、設計に反映させにくいのが難点である。

#### 2.6.4 常伝導 ST 炉設計

ST をベースとする核融合炉の最初の検討は、R.L. Miller 達によって Los Alamos 国立研究所で行われた[13]。これ

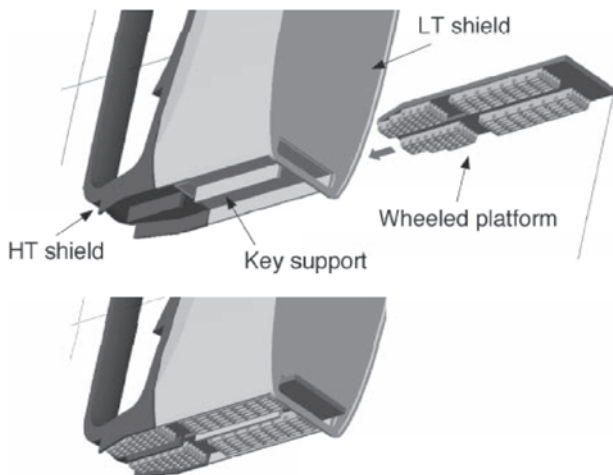


図 7 SlimCS でのブランケット交換台車の概念図[12]。

は銅コイルで磁場を発生させる。主要諸元は、 $R=2.7$  m,  $a=1.5$  m,  $A=1.8$ ,  $\kappa=2.9$ ,  $\delta=0.03$ ,  $V_{\text{plasma}}=333$  m<sup>3</sup>,  $B_t=2.6$  T,  $I_p=40$  MA,  $P_{\text{fus}}=1.5$  GW,  $W_L=3$  MW/m<sup>2</sup> であり、 $T_e=15$  keV,  $n_e=1.3 \times 10^{20}$  m<sup>-3</sup>,  $Q=15$ , となっている。ブランケットと銅コイル交換は、銅コイルを分解した後、水平方向に引き抜くものである。OH ソレノイドはなく、定常運転用の電流駆動を用いてプラズマを立ち上げる。トリチウム増殖材は濃縮<sup>6</sup>Li を用いた Pb-17Li である。General Atomics 社では一時期、ST 炉の研究を行っていた。R.L. Miller らの ST でのベータ限界計算[14]は、現在も ST 炉のモデルの一部として有用である。Stambaugh らが ST 炉概念の提案を行っている[15]。

銅コイルを用いた ST 炉設計で有名なのは、ARIES-ST である[16]。ARIES-ST の模式図を図 8 に示す。主要諸元は、 $R=3.2$  m,  $a=2.0$  m,  $A=1.6$ ,  $\kappa=3.4$ ,  $\delta=0.64$ ,  $B_t=2.1$  T,  $I_p=29$  MA,  $P_{\text{fus}}=3$  GW (ブランケットも含めた全核発熱量は 3.4 GW),  $W_L=4$  MW/m<sup>2</sup> であり、 $T_e=16.5$  keV,  $n_e=1.6 \times 10^{20}$  m<sup>-3</sup>,  $\beta_N=7.4$ ,  $\beta_t=50\%$ ,  $f_{BS}=0.96$ , TF 磁場エネルギーは 6.2 GJ, となっている。ヘリウムで第一壁を冷却し、300℃に保つ。トリチウム増殖材兼ブランケット冷却材は液体金属 (Pb-17Li) であり、SiC 製のブランケットセル中を流し、液体金属の出口温度は 700℃である。発電効率は 45%を見込んでいる。

米国の ST 炉設計では伝統的に、銅コイルを用いてセンタースタックの中性子シールドを逃れることで、コンパクトで低アスペクト比を得ている。しかし中性子照射で劣化しやすい絶縁材を用いることができないため、TF コイルは 1 本柱でワンターンコイルであり、OH ソレノイドは設置できない。ARIES-ST では中性子照射で劣化したブランケットおよびセンタースタックは下に引き抜くことで交換する。プラズマ立ち上げと初期加熱には、120 keV,

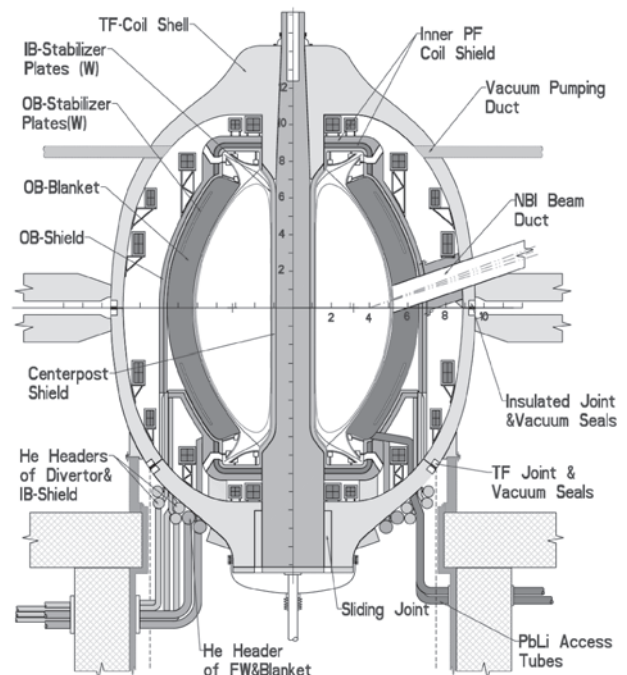


図 8 ARIES-ST の概念図[16]。



30 MW の NBI と 30-50 MW の ECH を想定している。定常運転時の電流駆動に必要なパワーは 3 MW 程度と少ない。TF コイル電流は 34 MA, 電圧降下は 8.5 V であり, 消費電力は 290 MW である。内部電力消費量は発電量の 34% である。

ST の提案者である M. Peng は ST 炉のゴールを Component Test Facility (CTF) としている [17]。これは、銅コイルの ST 炉であり、 $Q = 2.5$  と自己加熱能力が弱いので NBI で駆動するが、壁での中性子束が  $W_L = 2 \text{ MW/m}^2$  と高いため、中性子照射試験ができるというものである。仮定は、 $\beta_N = 3.5$ ,  $\beta_t = 10.8\%$ ,  $f_{BS} = 0.53$ , 主要諸元は、 $R = 1.3 \text{ m}$ ,  $a = 0.8 \text{ m}$ ,  $A = 1.7$ ,  $\kappa = 3.2$ ,  $B_t = 3.6 \text{ T}$ ,  $I_p = 8.4 \text{ MA}$ ,  $P_{\text{fus}} = 152 \text{ MW}$ ,  $T_i = 10.8 \text{ keV}$ ,  $n_e = 1.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , となっている。加熱と電流駆動は、330 keV, 61 MW の NBI を想定している。基本構造のコンセプトは ARIES-ST とほぼ同じである。CTF は Fusion Nuclear Science Facility (FNSF) の最終段階と位置づけられている。FNSF は  $B_t = 2.7 \text{ T}$ ,  $I_p = 4.2 \text{ MA}$  での重水素プラズマ実験と低い段階からはじめ、順にアップグレードして高磁場、定常 DT プラズマの CTF に持っていくという研究戦略である。

### 2.6.5 超伝導 ST 発電炉設計

超伝導 ST 発電炉の検討は韓国でも行われている [18]。構造は SlimCS のように中心に細い OH ソレノイドを置き、 $Q > 30$  程度には外部加熱を用いる。外部加熱はおおよそ 100 MW を想定している。山崎らは 1.5 次元熱粒子輸送コードによる超伝導 ST 発電炉の検討を行っている [19]。これらはまだパラメータスタディ段階であり、概念設計には至っていない。

超伝導 ST 発電炉のほぼ唯一の概念設計例は、長山らの JUST である [4]。JUST の概念図を図 9 に示す。JUST の電気出力は代表的な原子力発電炉 GE MARK-I と同じ 80 万 kW であるが、大きさは一回り大きい。SlimCS と同様、ブランケットカセットのセクター交換方式で中性子重照射に対応する。ブランケット交換時には外側 PF コイルを上に移動させる。SlimCS との最大の相違点は、OH ソレノイドをセンタースタックの TF コイルの上に巻く点である。そのために、大幅に低アスペクト比化されている。仮定は、 $\beta_N = 7.2$ ,  $\beta_t = 22\%$ ,  $\gamma_{HH} = 1.8$ ,  $f_{BS} = 1$ ,  $f_{GW} = 1.5$ , 主要諸元は、 $R = 4.5 \text{ m}$ ,  $a = 2.5 \text{ m}$ ,  $A = 1.8$ ,  $\kappa = 2.5$ ,  $\delta = 0.35$ ,  $V_{\text{plasma}} = 1,300 \text{ m}^3$ ,  $B_t = 2.36 \text{ T}$ ,  $I_p = 18 \text{ MA}$ ,  $T_{e0} = 15 \text{ keV}$ ,  $n_{e0} = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $P_{\text{fus}} = 2.2 \text{ GW}$ ,  $W_L = 4.4 \text{ MW/m}^2$  (最大値), となっている。基本的にブートストラップ電流だけでプラズマを維持する。ダイバータの高熱流束対策には液体リチウムダイバータ [20] を採用している。

超伝導 TF コイルは  $\text{Nb}_3\text{Sn}$  であり、最大コイル磁場は  $B_{\text{coil}} = 12.8 \text{ T}$ , コイルケースを含めたコイル電流密度は、 $j_{\text{coil}} = 24 \text{ MA/m}^2$  である。大きなブランケット交換ポートのために TF コイルにかかる転倒力対策としてリターンコイル数を 10 とし、2 m 角の鋼鉄の柱で支える。OH ソレノイドは熱処理した超伝導電線を現場巻きするため、歪みに強い  $\text{Nb}_3\text{Al}$  を用いる。プラズマは OH ソレノイドで  $I_p = 4 \text{ MA}$

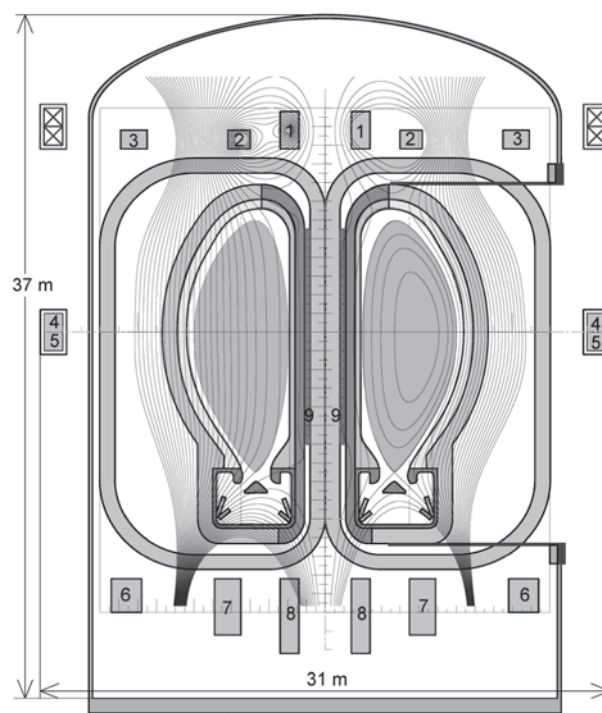


図9 JUST の概念図[5]。9 番コイルが OH ソレノイド。

まで立ち上げ、ECCD およびブートストラップ電流で最大値まで立ち上げる。定常状態では OH ソレノイドはプラズマ断面制御に用いる。センタースタックは、75 cm 厚の鉄と水および 5 cm 厚の  $\text{TiH}_2$  層からなる 80 cm 厚の中性子シールドで保護される。ブートストラップ電流はホロー分布となり、楕円度が高いにも関わらず垂直磁場の  $n_{\text{index}}$  は 0 近くなり垂直位置安定性はよい。トロイダル磁場の蓄積エネルギーは 28 GJ である。

トリチウム増殖は外側ブランケットで行われ、ベリリウムにより中性子を増倍し、液体リチウムでトリチウムを増殖しながら、ブランケットを冷却するもので  $\text{TBR} = 1.46$  である。増殖ブランケットの外側には鉄と水による中性子シールドが設置されている。熱交換器では液体リチウムが水銀を加熱し、水銀蒸気と水を熱接触させ水蒸気を作る。熱交換器は真空ポンプで排気し、液体リチウムから漏れるトリチウムが水蒸気に入らないよう除去する。発電機は水蒸気タービンで駆動される。水銀の沸点は  $356.73^\circ\text{C}$ , 発電効率は 33% となり、発電電力は 80 万 kW である。ブランケット入り口と出口での液体リチウム温度はそれぞれ  $400^\circ\text{C}$  と  $500^\circ\text{C}$  であり、ブランケット表面温度は  $550^\circ\text{C}$  と、F82H の限界となる。

### 2.6.6 まとめ—核融合炉実現に向けての ST 研究

超伝導トカマク炉概念 VECTOR と SlimCS は、低アスペクト比トカマクでは低コストと中性子対策が可能であることを示した。低コスト化には高ベータ化だけでなく、コンパクト化が必要であり、高中性子負荷となる。高中性子負荷ではブランケットの冷却が重要である。SlimCS では水冷としたが、トリチウムが冷却水に漏れる危険性については議論されていない。JUST は OH ソレノイドをセンター

タックのTFコイル上に設置することで超伝導ST発電炉が実現できることを示した。

中性子対策の観点からは加熱・電流駆動装置としては、核融合炉のまわりに重要機器を置かず済むマイクロ波が望ましい。しかし、従来、大電力マイクロ波発振器はなく、加熱はNBIで行われてきた。そのため、10 keV を越える核融合炉心級のプラズマはNBIでのみ生成され、炉心プラズマ物理はNBIを前提に発展している。一方、LATE ではマイクロ波によるSTプラズマ立ち上げが可能であることが示された[21, 22]。100–200 kW のマイクロ波で20–30 kA のプラズマ電流が立ち上げられる。STではOHソレノイドを減らすことが重要であり、マイクロ波立ち上げは有力な研究テーマである。NBIによる粒子補給はITBの要因であるが、核融合炉でのアルファ加熱では外部粒子補給と電子加熱でITB生成ができるかどうかが課題である。これはマイクロ波加熱でも同じである。近年、筑波大でNBIのイオン源と同程度のパワーを発振できるメガワット・ジャイロトロンが開発され[23]、本格的なマイクロ波加熱・電流駆動研究が可能となった。炉設計上、STでのマイクロ波加熱による大電流・高温プラズマ生成研究が注目される。

高熱負荷については、STだからといって説得力のある対策はない。しかしNSTXでは液体リチウム壁で高閉じ込めを得ている。JUSTでは高熱負荷対策として、液体リチウムダイバータと液体リチウムブランケットを提案している。その実現には、絶縁被覆配管と液体リチウムからのトリチウム分離が重要な技術開発項目となる。

炉設計で重要なのはプラズマモデルである。 $\beta_N$ ,  $\gamma_{HH}$ ,  $f_{BS}$ ,  $f_{GW}$  などのパラメータをどう取るかで炉のサイズやプラズマパラメータは大きく変わる。発電炉では $f_{BS}$ が高いことが望ましい。しかし、プラズマ圧力は炉形式に関わらずほぼ同じであるから、ブートストラップ電流量は決まっている。すなわち、 $f_{BS} = 1$  ならばプラズマ電流は最小値をとり、ホロー電流分布となる。 $\beta_N$ ,  $\gamma_{HH}$ ,  $f_{GW}$  はベータ限界や閉じ込め時間、密度限界に対する比例係数である。これらのスケーリング則は電流の関数であり、低電流では比例係数を高くしなければ計算上高閉じ込めは得られない。しかし、従来型トカマクであるJT-60Uでは、 $f_{BS} = 80 - 90\%$  でも高閉じ込めであることを実証している[24]。現在のST実験では磁場も低く、プラズマサイズも小さいので、大型トカマクのようなITBや高温プラズマ、高 $f_{BS}$ は得られていない。閉じ込めモデリングを確立する上で、大型、高加熱、強磁場ST実験が切望される。

次世代のSTとしてNSTXが高磁場(1 T)、高加熱(15 MW)改造を行っており、2014年から実験開始予定である。MASTもアップグレードが決まっている。米国では大型ST実験として出発し、アップグレードしながらCTFに持っていくFNSF計画が提案されている。FNSFにはOHソレノイドがないため、マイクロ波によるプラズマ立ち上げが成否を握っている。また、ブランケット交換が容易ならば、FNSF同様、同じ超伝導ST装置のままブランケット交換により、自己点火炉から、材料試験炉、DEMO炉まで順にアップグレードするという研究開発戦略もあり得る。

今後は、プラズマ閉じ込めだけでなく、発電炉を見据えた研究がますます重要になる。

## 参考文献

- [1] 飛田健次: 電気学会誌 128, 86 (2008).
- [2] 「核融合炉の経済性向上調査」専門委員会, 電気学会 A 論文誌 129-A, 664 (2009).
- [3] S. Nishio *et al.*, 20th IAEA Fusion Energy Conf. Vilamoura, IAEA-CN-FT/P7-35 (2004).
- [4] 西尾 敏: プラズマ・核融合学会誌 80, 944 (2004).
- [5] Y. Nagayama *et al.*, IEEJ Trans. F & M 132, 555 (2012).
- [6] Y.R. Lin-Liu and R.D. Stambaugh, Nucl. Fusion 44, 548 (2004).
- [7] 谷 啓二, ほか: 電気学会 A 論文誌 129-A, 569 (2009).
- [8] S.C. Jardin *et al.*, J. Comp. Phys. 66, 481 (1986).
- [9] T. Nishitani *et al.*, Fusion Eng. Des. 81, 1245 (2006).
- [10] K. Tobita *et al.*, Nucl. Fusion 47, 892 (2007).
- [11] K. Tobita *et al.*, Nucl. Fusion 49, 075029 (2009).
- [12] 飛田健次ほか: “核融合原型炉 SlimCS の概念設計”, JAEA-Research 2010-019, Japan Atomic Energy Agency, Tokai-mura, 2010.
- [13] R.L. Miller *et al.*, "Advanced Tokamak Reactors Based on the Spherical Torus (ATR/ST): Preliminary Design Considerations", LA-10740-MS, Los Alamos National Lab., U.S.A. (1986).
- [14] R.L. Miller *et al.*, Phys. Plasmas 4, 1062 (1997).
- [15] R.D. Stambaugh *et al.*, Fusion Technol. 33, 1 (1998).
- [16] F. Najimabadi, Fusion Eng. Des. 65, 143 (2003).
- [17] Y.K.M. Peng *et al.*, Fusion Sci. Tech. 60, 441 (2011).
- [18] B.G. Hong *et al.*, Nucl. Fusion 51, 113013 (2011).
- [19] T. Oishi *et al.*, IEEJ Trans. Fundam. Mater. 132, 540 (2012).
- [20] Y. Nagayama, Fusion Eng. Des. 84, 1280 (2009).
- [21] T. Yoshinaga *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96, 125005 (2006).
- [22] M. Uchida *et al.*, Phys. Rev. Lett. 104, 065001 (2010).
- [23] T. Kariya *et al.*, Fusion Sci. Tech. 55, 91 (2009).
- [24] S. Shiraiwa *et al.*, Phys. Rev. Lett. 92, 035001 (2004).